



TITLE:

16. K₂C₀F₄の中性子磁気臨界散乱(臨界現象,研究会報告)

AUTHOR(S):

池田, 宏信

CITATION:

池田, 宏信. 16. K₂C₀F₄の中性子磁気臨界散乱(臨界現象,研究会報告). 物性研究 1977, 27(5): E44-E47

ISSUE DATE:

1977-02-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/89278>

RIGHT:

$K_2 Co F_4$ の中性子磁気臨界散乱

お茶の水大・理 池 田 宏 信

相転移点近傍におけるスピン系の静的・動的臨界揺動を研究する手段として中性子散乱法が有用であることはよく知られている。スピン系の一般化帯磁率 $\chi(q, \omega)$ が (q, ω) 空間で直接観測できるからである。この種の研究には、3次元反強磁性体 MnF_2 , $Rb Mn F_3$ を用いてダイナミックスケーリング則を実証するというBNLグループの研究がよく知られている。¹⁾

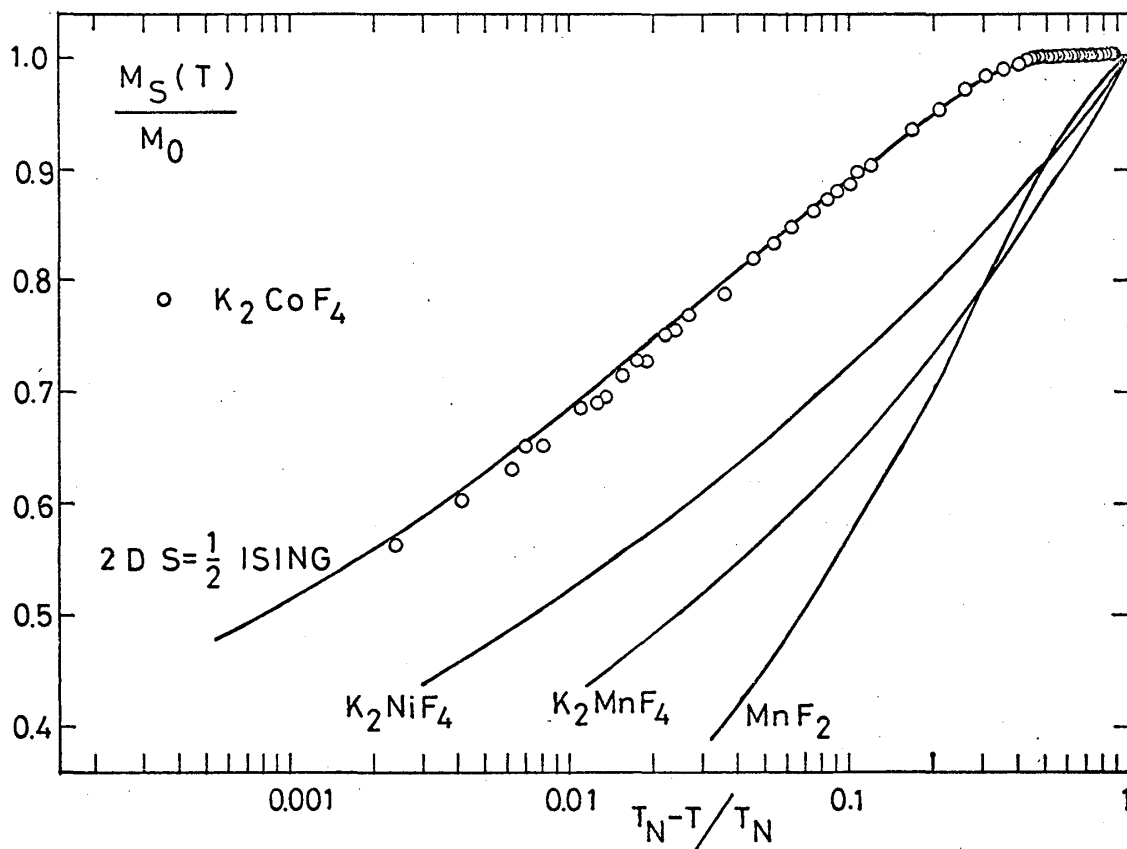
われわれは、磁気的低次元物質のスピン相関を調べる目的で、いくつかの中性子散乱実験を試みてきた。低次元スピン系のスピン相関の研究は理論家と実験家の連携によって著しい進歩をとげた1つの分野である。低次元スピン系では、数学的な取り扱いがより簡便になり、厳密に解が得られるモデルが存在し得る。また、長年多くの研究者の手によって、磁気的1次元、2次元格子を開発するという地道な努力がはらわれてきたという背景がある。

ここでは、2次元 Ising 型反強磁性体の典型物質 $K_2 Co F_4$ について中性子散乱実験の結果を報告する。²⁾ 2次元磁性体の中性子散乱実験は、1969年にBNLグループによってはじめられた。彼らによる、ハイゼンベルグ性の強い反強磁性体 $K_2 Ni F_4$, $Rb_2 Mn F_4$ の実験結果は、散乱関数 $S(q, \omega)$ がそれら磁性体の理想的な2次元性を反映していることをはじめて見出したものとなっている。³⁾ しかし、得られた臨界指数 β , ν , γ はいずれも、既存のモデルのそれとは一致していない。このため、より理想的な Ising 型あるいは xy 型相互作用をもつ2次元磁性体の発見と、それを用いての臨界散乱の測定が望まれた。そこで、われわれは $J_{\perp}/J_{\parallel} \sim 0.3$ という異方的交換相互作用をもつ (fictitious spin $\frac{1}{2}$) $K_2 Co F_4$ の単結晶を育成し、原研2号炉・東大物性研・中性子回折装置を用いて測定を試みた。われわれは、このような pure な Ising 型相互作用をもつとは言えない系であるにも拘らず、Onsager の厳密解⁴⁾ に一致するという著しい結果を得た。また、これと独立に、ほぼ同時期に Samuelsen⁵⁾ も $Rb_2 Co F_4$ について同様の結果を得ている。

第 1 図に K₂ Co F₄ の部分格子磁化の温度変化を図示しているが、全温度領域で解析解、

$$M_S(T)/M_0 = \left(1 - \sinh^{-4} \frac{2J}{kT}\right)^{1/8}$$

に一致している。T_N 近傍で $M_S(T) = B(T_N - T/T_N)^\beta$ と書くと、得られた $\beta = 0.123 \pm 0.08$ は厳密解 $\beta = 0.125$ によく合っている。図から明らかなように、K₂ Ni F₄ , K₂ Mn F₄ の部分格子磁化の温度変化は K₂ Co F₄ のそれとは大いに異なる (ハイゼンベルグ性を反映していると考えられる) が、exponent β は 0.14 (K₂ Ni F₄) , 0.15 (K₂ Mn F₄) を Ising 型に近い値になっている。K₂ Co F₄ の他の exponent を求めるため $\chi(q)$ の測定を T_N の上下で行い、分解能関数を用いて補正して得られた逆相関



第 1 図

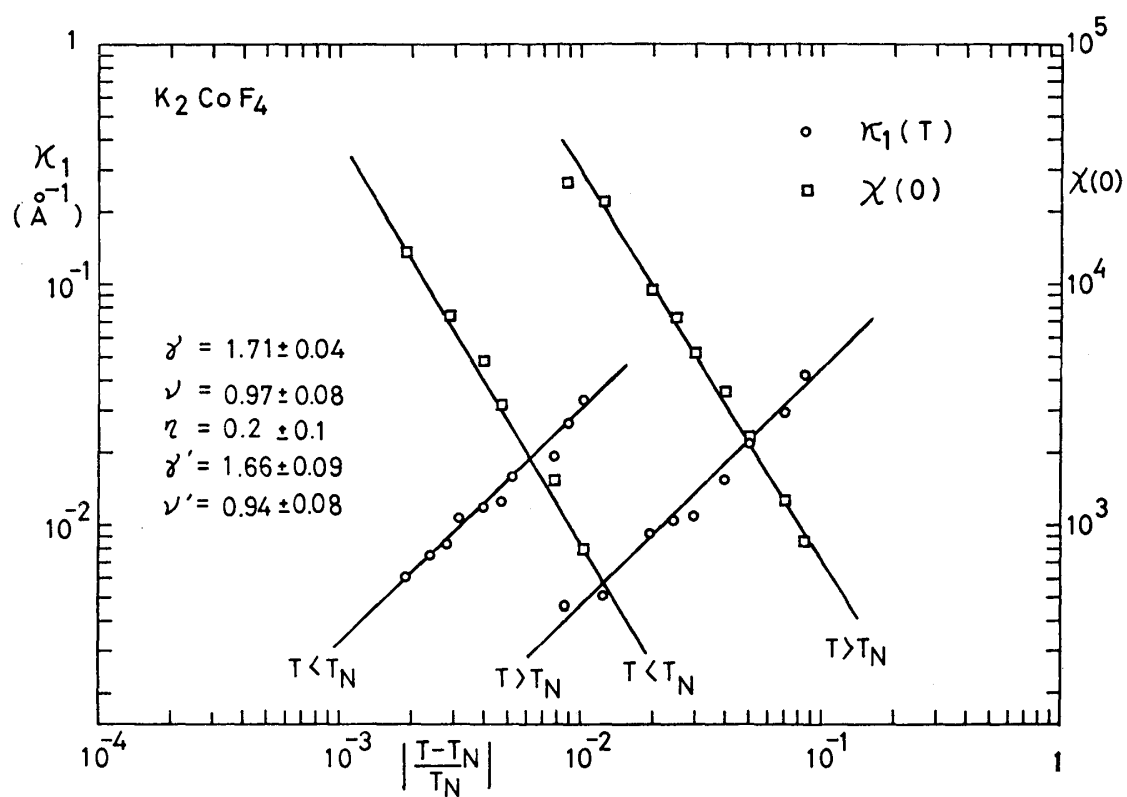
池田宏信

距離 κ_1 , staggered 磁化率 $\chi(0)$ は, それぞれ, Fisher,⁶⁾ McCoy et. al.⁷⁾ が求めた解,

$$\begin{aligned}\kappa_1 a &= \ell n \coth \frac{J}{kT} - \frac{2J}{kT} \quad (T > T_c) \\ &= 2 \ell n (1 + \sqrt{2}) [T/T_c - 1] + \dots\end{aligned}$$

$$\beta^{-1} \chi(0) = C_0 \pm |1 - T_c/T|^{-7/4} + \dots$$

に一致する。第2図は厳密解, $\nu = \nu' = 1$, $r = r' = 1.75$, $\eta = 0.25$ との比較を図示したものである。



第 2 図

以上は、スピン相関の静的性質を調べたものであるが、最近われわれは中性子非弾性散乱の実験を試みたので一言ふれたい。ダイナミクスケーリング則を2次元反強磁性体に適用すると、臨界緩和時間 $\Gamma(q=0)^{-1}$ は $\Gamma(q=0)^{-1} \propto \kappa_1^{d/2} = \kappa_1^1 \propto \epsilon^1$ (d は次元)。他方、2次元 kinetic Ising モデルは $\Gamma(q=0)^{-1} \propto \epsilon^{2.0}$ を与える。⁸⁾ 一般に、低次元系では揺動の緩和時間が長くなるため、エネルギースペクトル $\chi(q=0, \omega)$ の中心巾が狭くなる。このことは、熱中性子散乱法のもつ有限なエネルギー分解能の範囲内で緩和時間を精度よく測定することを難しくしている。入射エネルギー 13.7 meV, incoherent エネルギー分解能 0.6 meV, 良質の単結晶を用いて求めた緩和時間の温度変化は、誤差の範囲内でダイナミクスケーリング則の結果を再現している。スピン系のダイナミクスは、わずかではあっても有限な大きさの xy 型相互作用に帰因することは、むしろ当然であって、動的臨界現象においては保存則の存否が universality の class 分けに重要であることのあらわれであると言えよう。

参 考 文 献

- 1) H. Y. Lau, L. M. Collins, A. Delapalme, J. M. Hastings, R. Nathans and A. Tucciarone : Phys. Rev. Letters **23**, 1225 (1959).
M. P. Schulhof, R. Nathans, P. Heller and A. Linz : Phys. Rev. **B4**, 2254 (1971).
- 2) H. Ikeda and K. Hirakawa : Solid State Comm. **14**, 529 (1974).
H. Ikeda : J. Phys. Soc. Japan **37**, 660 (1974).
- 3) R. J. Birgeneau, H. J. Guggenheim and G. Shirane : Phys. Rev. Letters **22**, 720 (1969).
R. J. Birgeneau, H. J. Guggenheim and G. Shirane : Phys. Rev. **B1**, 2211 (1970).
- 4) L. Onsager : Phys. Rev. **65**, 117 (1944).
C. N. Yang : Phys. Rev. **85**, 808 (1952).
- 5) E. J. Samuelsen : Phys. Rev. Letters **31**, 936 (1973).
- 6) M. E. Fisher : Rep. Prog. Phys. **30**, 615 (1967).
- 7) E. Baroach, B. M. McCoy and T. T. Wu : Phys. Rev. Letters **31**, 1409 (1973).
- 8) M. Suzuki, H. Ikari and R. Kubo : J. Phys. Soc. Japan **26**, Suppl. 153 (1969).
H. Yahata and M. Suzuki : J. Phys. Soc. Japan **27**, 1421 (1969).